МАШИНОСТРОЕНИЕ И МАШИНОВЕДЕНИЕ
MACHINE BUILDING AND MACHINE SCIENCE



УДК 621.793.06 https://doi.org/10.23947/1992-5980-2018-18-3-306-310

Влияние ультразвука на процессы формирования и развития электрической искры при электроакустическом напылении[*]

С. Б. Кудряшев[1], А. А. Закалюжный[2]**
[1,2] Донской государственный технический университет, г. Ростов-на-Дону, Российская Федерация

Ultrasonic effect on electric spark forming and development in electroacoustic spraying [***]

S. B. Kudryashev[1], A. A. Zakalyuzhny[2]**
[1,2] Don State Technical University, Rostov-on-Don, Russian Federation

Введение. Статья посвящена изучению процесса электроакустического нанесения износостойких покрытий. Целью работы является получение математической модели влияния ультразвука на процессы формирования и развития электрической искры, происходящей в процессе электроакустического напыления.
Материалы и методы. В основе анализа влияния ультразвуковых колебаний на процессы, протекающие при формировании и развитии искрового разряда, рассмотрены уравнения непрерывности, движения и переноса энергии с учетом вклада ультразвукового поля. Учтены факторы, влияющие на теплопроводность и электропроводность сильно ионизованного газа.
Результаты исследования. При получении модели были сделаны предположения, что отвод тепла из канала осуществляется «прозрачным излучателем». Тогда для области канала было принято автомодельное решение: давление, температура и плотность постоянны по сечению, а скорость пропорциональна радиусу. Получена математическая модель, описывающая процессы, протекающие в искровом канале с учетом влияния энергии ультразвукового поля.
Обсуждение и заключения. На основании построенной модели установлено, что под действием ультразвука увеличивается радиус и температура искрового канала, а также создаются условия двукратной ионизации при высоких энергиях ультразвука.

Introduction. The electroacoustic application of wear-resistance coatings is studied. The work objective is to obtain a mathematical model of the ultrasonic effect on the formation and development of an electric spark occurring in the process of the electroacoustic sputtering.
Materials and Methods. The effect of ultrasonic vibrations on the processes occurring during the formation and development of a spark discharge is analyzed; the equations of continuity, energy motion and transfer, with the ultrasonic field contribution are considered. Factors affecting the thermal conductivity and electrical conductivity of strongly ionized gas are studied.
Research Results. When obtaining the model, it was assumed that the heat removal from the channel is carried out by a “clear emitter”. Then, for the channel region, a self-similar solution is made: pressure, temperature and density are constant over the cross-section, and velocity is proportional to the radius. A mathematical model that describes the processes occurring in the spark channel with the ultrasonic field energy effect is obtained.
Discussion and Conclusions. On the basis of the developed model, it is specified that under the ultrasonic radiation effect, the radius and temperature of the spark channel increase, and conditions of the double ionization under high ultrasonic energy are created.

Ключевые слова: электроакустическое напыление, упрочнение, упрочняющие покрытия, высококонцентрированные потоки энергий, ультразвук, электрическая искра, математическая модель, токопроводящий канал, термодинамика, ионизация.

Keywords: electroacoustic spraying, hardening, hardening coatings, highly concentrated energy flows, ultrasound, electric spark, mathematical model, conductive channel, thermodynamics, ionization.

Образец для цитирования: Кудряшев, С. Б. Влияние ультразвука на процессы формирования и развития электрической искры при электроакустическом напылении / С. Б. Кудряшев, А. А. Закалюжный // Вестник Дон. гос. техн. ун-та. — 2018. —Т. 18, № 3. — С. 306−310. https://doi.org/10.23947/1992-5980-2018-18-3-306-310

For citation: S.B. Kudryashev, A.A. Zakalyuzhny. Ultrasonic effect on electric spark forming and development in electroacoustic spraying. Vestnik of DSTU, 2018, vol. 18, no.3, pp. 306−310. https://doi.org/10.23947/1992-5980-2018-18-3-306-310

[*] Работа выполнена в рамках инициативной НИР.
[**] E-mail: skudryshov@donstu.ru, zakalizhnuy-95@yandex.ru
[***] The research is done within the frame of the independent R&D.

Введение. При нанесении износостойких покрытий методом электроакустического напыления образуется сравнительно узкий токопроводящий канал с высокой температурой и ионизацией, в котором выделяется джоулево тепло, что приводит к повышению давления и расширению канала. Расширяющийся канал действует подобно поршню на остальной газ и, так как расширение происходит со сверхзвуковой скоростью, вызывает в нем ударную волну, которая распространяется впереди этого своеобразного поршня. Температура в области ударной волны гораздо выше, чем в невозмущенном газе, а температура в самом канале во много раз больше, чем в ударной волне. Соответственно, плотность газа в канале очень мала, подавляющая часть массы движущегося газа вытесняется из него, что и дает возможность рассматривать границу канала как поршень [1].

Сам факт образования узкого канала можно понять так: при действии ультразвука, а также после пробоя газа и появления в нем проводимости в местах протекания тока выделяется джоулево тепло. Электропроводность газа, как известно, сильно возрастает с температурой. Так, при высокой степени ионизации, когда существенны столкновения электронов с ионами, электропроводность пропорциональна $T^{3/2}$. При малой ионизации эта зависимость более резкая, т.к. с ростом T быстро возрастает степень ионизации и, следовательно, появляется тенденция к концентрации тока в сравнительно узком канале. В местах, где выше температура, проводимость тока больше, значит, там течёт больший ток и выделяется больше тепла. Это приводит к еще большему разогреву и так далее [2].

Физическими процессами, определяющими ширину канала и предел концентрации тока, является отвод тепла из канала и расширение нагретой области под действием давления. Каналом можно считать область до точки, где температура и степень ионизации существенно понижается. В канале можно пренебречь инерцией газа, но надо учесть выделение и перенос тепла. В области ударной волны нужно учитывать инерцию, но можно пренебречь электро- и теплопроводностью. Эти две области разделены переходным слоем — «оболочкой» канала. В оболочке происходит нагрев и ионизация входящего в канал газа [3, 4].

Материалы и методы. Основными уравнениями задачи являются уравнения непрерывности, движения и переноса энергии с учетом действия ультразвукового поля. Они имеют вид [5, 6]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = V\frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho\frac{\partial (rV)}{r\partial r} = 0 \qquad (1)$$

$$\rho\left(\frac{\partial V}{\partial t} + V\frac{\partial V}{\partial r}\right) + \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \qquad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\varepsilon + \frac{\rho V^2}{2}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left\{r\rho V\left(\varepsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2}\right)\right\} + \frac{\partial (rq)}{r\partial r} = jE + U \qquad (3)$$

где ρ — плотность, V — скорость, p — давление, ε — внутренняя энергия на единицу массы газа, q — поток тепла, j — плотность тока, E — электрическое поле, U — вклад ультразвукового поля.

Уравнение состояния имеет вид

$$p = (n_e + n_i)T = \rho T(z+1)/m_a \qquad (4)$$

где m_a — средняя масса атома; n_e,n_i — числа электронов и ионов в единице объема; z средний заряд иона; $n_e=zn_i$. Температура выражена в энергетических единицах.

Будем считать, что ионизацию в канале можно подсчитать по формуле Саха. Внутренняя энергия газа

$$\varepsilon = \frac{3}{2}\frac{p}{\rho} + \frac{I}{m_a} = \frac{p}{\rho}\left[\frac{3}{2} + \frac{I}{(z+1)T}\right] \qquad (5)$$

где I — полная энергия ионизации плюс энергия диссоциации, отнесенная на один атом. Формулу (5) удобно применять в случае полной ионизации; при неполной ионизации с увеличением T возрастает и величина I. При этом, как следует из формулы Саха, $I/T \approx const$, поэтому для ε более удобна формула

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1}\frac{p}{\rho} \qquad (6)$$

где γ — эффективный показатель адиабаты; для воздуха γ=1,22.

Электропроводность σ и теплопроводность χ сильно ионизированного газа равны

$$\sigma = \sigma_1(T)T^{3/2} = 3\sigma'(z)T^{3/2}\Big/\left(4e^2\sqrt{2\pi m}\lambda\right)$$
$$\chi = \chi_1(z)T^{5/2} \qquad (7)$$

Здесь *e, m* — заряд и масса электрона, $\lambda = \ln\left(3T^{3/2}\Big/\left(ze^3\sqrt{4\pi n_e}\right)\right)$, $\sigma'(z)$ — безразмерный коэффициент. Для *z=1* значение σ'=1,95. Величина $\chi\, e^2/\sigma T$, согласно закону Видемана-Франца, порядка 1. Для λ=5 σ

$$_{1}(1)=3{,}4\ 10^{13}\text{сек}^{-1}eV^{-3/2},$$

$$\chi_1(1)=3{,}9\ 10^{20}\ \text{см}^{-1}\ \text{сек}^{-1}eV^{-5/2}.$$

Результаты исследования. Предположим, что зависимость от времени радиуса канала, граница которого играет роль поршня, вытесняющего газ, имеет вид $a(t)=At^k$; движение в области ударной волны определяется двумя размерными параметрами A, ρ.

В уравнениях (4)–(6) введем безразмерные обозначения (a_c — радиус фронта волны)

$$x = r/a_c(t),\ \rho'(x) = \rho/\rho_0,\ V'(x) = V/a_c,\ p'(x) = p/\rho_0 a_c^2 \quad (8)$$

Пренебрегая выделением и переносом тепла, запишем систему (1)–(3) в форме

$$\begin{gathered}(V'-x)\frac{dp'}{dx}+\rho'\frac{dxV'}{xdx}=0\\ \left(1-\frac{1}{k}\right)V'+(V'-x)\frac{dV'}{dx}+\frac{1}{\rho'}\frac{dp'}{dx}=0\\ 2\left(1-\frac{1}{k}\right)p'+(V'-x)\frac{dp'}{dx}+\gamma\, p'\frac{dxV'}{xdx}=0\end{gathered} \quad (9)$$

с граничными условиями при *x*=1

$$\rho' = (\gamma+1)/(\gamma-1),\ V' = 2/(\gamma-1),\ p' = 2(\gamma-1) \quad (10)$$

Положение поршня определяется точкой, где $V'=x$. Давление на поршень p_k можно выразить через скорость поршня.

$$p_k = K_p\rho_0 a^2, \quad (11)$$

где «коэффициент сопротивления» $K_p\approx0{,}9$ ($K_p=p'(a)a^2/a_c^2$) находится из численного решения системы (9).

Будем пренебрегать излучением и примем, что

$$q = -\chi\frac{dT}{dr} \quad (12)$$

Пусть температура *T* в канале много больше, чем требуется для полной ионизации, следовательно, на краю *T* много меньше, чем в центре. Положим *T=0* при *r=a*. Введем безразмерные обозначения

$$s = \frac{r^2}{a^2(t)},\ \theta(s) = \frac{T}{T_0},\ u = \frac{1}{\theta}\frac{r}{2a}\left(\frac{r}{a}-\frac{V}{a}\right),\ y = \frac{r}{2a}\left\{\frac{q}{pa}+\frac{5}{2}\left(\frac{V}{a}-\frac{r}{a}\right)\right\}, \quad (13)$$

где T_0 — температура на оси. Давление считаем постоянным по сечению канала.

Если отвод тепла из канала осуществляется «прозрачным излучателем», то для области канала можно указать простое автомодельное решение: давление, температура и плотность постоянны по сечению, а скорость пропорциональна радиусу. Все падение температуры сосредоточено в оболочке. Там же поглощается излучение и происходит ионизация газа, поступающего в канал. Считая оболочку тонкой, можно получить систему уравнений для основных параметров канала. В общем случае можно пользоваться для оценок этими уравнениями как математической моделью, описывающей, хотя и грубо, основные процессы в канале. При этом приближенно учитываются действия ультразвука и теплопроводность [7].

Уравнения баланса энергии для канала и оболочки имеют вид

$$\frac{dW}{dt} = p\frac{d\pi a^2}{dt} = Q_j + Q_U, \quad (14)$$

$$\left(\varepsilon+\frac{p}{\rho}\right)\frac{dM}{dt} = Q_t + Q_R, \quad (15)$$

где *M, W* — масса и энергия газа в канале. Уравнение (15) получается интегрированием (3) по сечению канала (включая оболочку) без предположения о виде распределения величин по сечению. Для однородной модели положим

$$W = M \cdot \varepsilon,\ M = \pi \cdot a^2 \rho .$$

Уравнения (14), (15) есть следствие закона сохранения энергии. Выражения для выделения тепла Q_j за счет электрического поля и тепла Q_U за счет ультразвукового поля, а также для теплоотвода излучением Q_R и теплопроводностью Q_T можно взять в виде

$$Q_j = j^2 / \pi a^2 \sigma, \quad Q_U = \eta\omega \qquad (16)$$

$$Q_R = \pi a^2 Q'_R(p, T), \quad Q_T = 1{,}3 \cdot 2\pi\chi\, T \qquad (17)$$

где ω — частота ультразвуковых колебаний, η — размерный коэффициент.

Сравнивая (14) и (15), получим, что

$$Q_T + Q_R = \mu\left(Q_j + Q_U\right), \qquad (18)$$

где μ — коэффициент порядка 1. Если T не зависит от t, то

$$\mu = \gamma\left[1 + (\gamma - 1)2a^2\left(\frac{d^2a^2}{dt^2}\right)^{-1}\right]^{-1} \qquad (19)$$

Рассмотрим канал в воздухе с проводимостью $\sigma = 2 \cdot 10^{14}$ сек$^{-1}$; K_p=0,9; γ=1,2; $j \sim t$; следовательно, ξ =4,5. Для радиуса канала получим выражение

$$a = 0{,}93(1+\theta)^{1/6} \rho^{-1/6} j^{1/3} t^{1/2} \qquad (20)$$

Здесь, a измеряется в мм, j в кА, t в мксек; ρ_0=1,29$\cdot10^{-3}$ г/см^3 при атмосферном давлении. Если же ударная волна слабая, то радиус аналогично находится из (19).

Ниже в таблице 1 приводятся значения радиуса, рассчитанные по формуле (20), при разных значениях θ и t (мксек) при напряжении разряда V=30 В и емкости батареи c=0,15 мкФ, а также при индуктивности в цепи L=4 нГн (что отвечает $j=V/L$=7,5$\cdot10^9$ А/сек).

Таблица 1

Радиус канала при различных значениях θ, t

T / θ	0,3	0,5	1
0	0,65	1,00	1,62
1	0,73	1,12	1,82
2	0,78	1,20	1,95
3	0,82	1,26	2,04

Проведем оценки температуры в канале. Считаем, что $\mu \sim 1$, для того же разряда, что и выше в момент t=1 мксек при L=4 нГн имеем, что $Q_j + Q_U = (1+\theta)1{,}7 \cdot 10^{13}$ эрг/см сек. Если считать, что все тепло переносится электронной теплопроводностью, а излучением пренебречь, то получим, что $T \approx 4(1+\theta)eV$. Приняв T=4eV найдем, что количество ионов в единице объема в этом случае будет $n_j = 9\ 10^{17}$, что по порядку соответствует экспериментальным значениям.

Заключение. На основании построенной приближенной модели можно сделать следующие выводы о влиянии ультразвука на развитие искрового канала.

1. Радиус канала увеличивается в $(1+\theta)^{1/6}$ раз по сравнению со случаем, когда нет ультразвука, где θ — отношение энергий электрического и ультразвукового полей.

2. Температура в канале увеличивается пропорционально (1+θ) в предположении, что отток тепла осуществляется электронной теплопроводностью.

3. Уже в момент образования ударной волны наступает почти полная ионизация в канале и могут создаваться условия для двукратной ионизации при высоких энергиях ультразвука.

Библиографический список

1. Жданов, Г. С. Физика твердого тела / Г. С. Жданов. — Москва : МГУ, 1962. — 500 с.
2. Gadalov V. N. Emel'yanov S. G. Safonov S. V. Vornacheva I. V. Filonovich A. V. Electroacoustic coating application to improve the performance of composites based on heat-resistant nickel alloys. – M: Allerton Press, Inc. Russian Engineering Research, 2017. – Volume 37, Issue 9, pp 751–753
3. Гуревич, А. Г. Физика твердого тела / А. Г. Гуревич. — Санкт-Петербург : БХВ-Петербург, 2004. — 320 с.
4. Кушнер, В. С. Материаловедение / В. С. Кушнер [и др.]. — Омск : ОмГТУ, 2008. — 232 с.
5. Кудряшев, С. Б. Разработка динамики продольно-крутильных волноводов применительно к процессу электроакустического напыления при упрочнении режущего инструмента: автореф. дис. … канд. техн. наук / С. Б. Кудряшев. — Ростов-на-Дону, 1998. — 22 с.
6. Лозанский, Э. Д. Теория искры / Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов. — Москва : Атомиздат, 1975. — 272 с.
7. Малеев, Д. Н. Электроакустическое напыление упрочняющих покрытий / Д. Н. Малеев, В. С. Минаков. — Ростов-на-Дону : ДГТУ, 2014. — 136 с.
8. Малеев, Д. Н. Оптимизация процесса электроакустического напыления по критерию микротвердости / Д. Н. Малеев, В. Х. Аль-Тибби, Д. А. Чиликин // Вестник Донского государственного технического. университета. — 2010. — Т.10, №3(46). — С. 339–344.
9. Гадалов, В. Н. Некоторые сведения о состоянии современных упрочняющих технологий с акцентом на электроискровое легирование [электронный ресурс] / В. Н. Гадалов, И. В. Ворначева, И. А. Макарова // Auditorium. Электронный научный журнал Курского государственного университета. — 2017. — № 4 (16). — Режим доступа : https://cyberleninka.ru/article/v/nekotorye-svedeniya-o-sostoyanii-sovremennyh-uprochnyayuschih-tehnologiy-s-aktsentom-na-elektroiskrovoe-legirovanie (дата обращения 24.04.2018).
10. Белоцкий, А. В. Ультразвуковое упрочнение металлов / А. В. Белоцкий. — Киев : Техника, 1989. — 168 с.

Поступила в редакцию 20.03.2018
Сдана в редакцию 21.03.2018
Запланирована в номер 21.06.2018

Received 20.03.2018
Submitted 21.03.2018
Scheduled in the issue 21.06.2018

Об авторах:

Кудряшев Сергей Борисович,
доцент кафедры «Автоматизация производственных процессов» Донского государственного технического университета (РФ, г. Ростов-на-Дону, пл. Гагарина,1), кандидат технических наук, доцент,
ORCID: https://orcid.org/0000-0003-4767-470X
skudryshov@donstu.ru

Закалюжный Алексей Александрович,
магистрант кафедры «Автоматизация производственных процессов» Донского государственного технического университета (РФ, г. Ростов-на-Дону, пл. Гагарина,1),
ORCID: https://orcid.org/0000-0002-1888-3222
zakalizhnuy-95@yandex.ru

Authors:

Kudryashev, Sergey B.,
associate professor of the Production Automation Department, Don State Technical University (1, Gagarin sq., Rostov-on-Don, 344000, RF), Cand.Sci. (Eng.), associate professor,
ORCID: https://orcid.org/0000-0003-4767-470X
skudryshov@donstu.ru

Zakalyuzhny, Alexey A.,
graduate student of the Production Automation Department, Don State Technical University (1, Gagarin sq., Rostov-on-Don, 344000, RF),
ORCID: https://orcid.org/0000-0002-1888-3222
zakalizhnuy-95@yandex.ru